日本国特許庁
JAPAN PATENT OFFICE

別紙添付の書類に記載されている事項は下記の出願書類に記載されている事項と同一であることを証明する。
This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

出願年月日 Date of Application:	2003年 4月 1日
出願番号 Application Number:	特願2003－098080
[ST. 10/C]:	[JP2003－098080]
出願人 Applicant(s):	キヤノン株式会社

BEST AVAILABLE COPY

CERTIFIED COPY OF PRIORITY DOCUMENT

2004年 4月19日

特許庁長官
Commissioner,
Japan Patent Office

今井康夫

出証番号　出証特2004－3032835

【書類名】　特許願
【整理番号】　253931
【提出日】　平成15年 4月 1日
【あて先】　特許庁長官　太田　信一郎　殿
【国際特許分類】　H01L 29/06
【発明の名称】　量子状態生成装置
【請求項の数】　1
【発明者】
　【住所又は居所】　東京都大田区下丸子３丁目３０番２号　キヤノン株式会社内
　【氏名】　吾妻　広夫
【特許出願人】
　【識別番号】　000001007
　【住所又は居所】　東京都大田区下丸子３丁目３０番２号
　【氏名又は名称】　キヤノン株式会社
　【代表者】　御手洗　冨士夫
【代理人】
　【識別番号】　100090538
　【住所又は居所】　東京都大田区下丸子３丁目３０番２号キヤノン株式会社内
　【弁理士】
　【氏名又は名称】　西山　恵三
　【電話番号】　03-3758-2111

【選任した代理人】
【識別番号】　100096965
【住所又は居所】　東京都大田区下丸子３丁目３０番２号キヤノン株式会社内
【弁理士】
【氏名又は名称】　内尾　裕一
【電話番号】　03-3758-2111
【手数料の表示】
【予納台帳番号】　011224
【納付金額】　21,000円
【提出物件の目録】
【物件名】　明細書　1
【物件名】　図面　1
【物件名】　要約書　1
【包括委任状番号】　9908388
【プルーフの要否】　要

【書類名】　明細書
【発明の名称】　量子状態生成装置
【特許請求の範囲】
【請求項１】　二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個のｑｕｂｉｔを表現する２－ｑｕｂｉｔ系において、ＩＦＭ干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率１でＢｅｌｌ状態を生成して出力する量子状態生成装置。
【発明の詳細な説明】
【０００１】
【発明の属する技術分野】
本発明は、複数のｑｕｂｉｔ（量子二状態系）上にもつれ合いを生成する量子もつれ合い生成装置、２－ｑｕｂｉｔ上の一括測定であるＢｅｌｌ測定を行う量子状態測定装置、２－ｑｕｂｉｔ上のユニタリ変換を実行する量子状態変換装置、および、それらの忠実度の近似的評価方法に関するものである。
【０００２】
【従来の技術】
量子テレポテーション、量子計算アルゴリズムに代表される量子情報処理の研究が盛んになるにつれて、量子もつれ合いと呼ばれる物理量の重要性が認識されるようになった（例えば非特許文献１～６を参照）。
【０００３】
それに伴い、量子もつれ合いを生成する実験方法が検討されている。量子もつれ合いとは、局所的に分離可能な二つの系の持つ量子力学特有の相関である。量子力学における純粋状態に限って言うと、二つの系Ａ，Ｂ全体の状態が、
【外１】
$$|\Psi_{AB}\rangle=|\psi_A\rangle\otimes|\phi_B\rangle$$
【０００４】
と単純な積の状態に書き表せないとき、｜ΨＡＢ＞はもつれ合っている、系ＡＢは量子もつれ合いを持つ、と言う。二つの系がもつれ合っている場合、これらの状態は、系Ａ，Ｂ間での古典情報のやり取りや、系Ａ，Ｂ各々での局所的な操作

（系Ａ，Ｂそれぞれでの任意のユニタリ変換、補助系の付加、部分的な観測）では構成できない。従って、もつれ合った状態は古典的な確率論では説明できない相関を持つと考えられている（例えば非特許文献７～１０を参照）。

【０００５】

量子情報理論では、しばしばｑｕｂｉｔと呼ばれる量子二状態系を例に取って考える。ｑｕｂｉｔの定義される二次元Ｈｉｌｂｅｒｔ空間の正規直交基底を｛｜０＞，｜１＞｝とする。二つのｑｕｂｉｔから成る系で量子もつれ合いを持つ代表的な状態がＢｅｌｌ状態で、

【外２】

$$|\Phi^{\pm}\rangle=(1/\sqrt{2})(|00\rangle\pm|11\rangle),\ |\Psi^{\pm}\rangle=(1/\sqrt{2})(|01\rangle\pm|10\rangle),\cdots \text{式}(1.1)$$

で表される。

【０００６】

【外３】

$$\{|\Phi^{\pm}\rangle,\ |\Psi^{\pm}\rangle\}$$

は、二個のｑｕｂｉｔの張る四次元Ｈｉｌｂｅｒｔ空間の正規直交基底を成し、そのため、これをＢｅｌｌ基底と呼ぶことがある。

【０００７】

Ｂｅｌｌ状態は量子テレポテーションにおいて基本的な役割を果たす。また、４－ｑｕｂｉｔのもつれ合った状態、

$$|\chi\rangle=(1/2)[(|00\rangle+|11\rangle)|00\rangle+(|01\rangle+|10\rangle)|11\rangle],\cdots \text{式}(1.2)$$

が用意できて、量子テレポテーション（Ｂｅｌｌ基底による２－ｑｕｂｉｔの一括測定）と１－ｑｕｂｉｔのユニタリ変換を行うことが可能なら、ｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲートが構成可能なことが知られている。（例えば非特許文献１１を参照）

【０００８】

Ｂｅｌｌ状態にある二粒子の生成方法としては、非線形光学結晶（ＢＢＯ（ｂｅｔａ－ｂａｒｉｕｍ　ｂｏｒａｔｅ）やＬｉＩＯ$_3$など）に紫外線パルスを照射し、ｐａｒａｍｅｔｒｉｃ　ｄｏｗｎ－ｃｏｎｖｅｒｓｉｏｎによって対生成

される、偏向自由度がＢｅｌｌ状態にある二つの光子が利用されている（例えば非特許文献１２、１３を参照）。

【０００９】

この方法は、ｄｏｗｎ－ｃｏｎｖｅｒｓｉｏｎの起こる効率が二次の非線形感受率$\chi^{(2)}$に支配されるため、Ｂｅｌｌ光子対の生成効率が低く、実際の実験では入力する紫外線パルスの強度を大きくする必要がある。

【００１０】

また、２－ｑｕｂｉｔ量子ゲート（ｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲートなど）の実験としては、ｃａｖｉｔｙ－ＱＥＤを使ったものが提案されているが、実験技術が極めて高度で、実用化はまだ先と考えられている。（例えば非特許文献１４、１５を参照）

２－ｑｕｂｉｔ系の一括測定であるＢｅｌｌ測定の実行も、このｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲート実現が前提とされている。

【００１１】

ここでは、ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔ（以後、これをＩＦＭと称す）を使ったＢｅｌｌ状態の生成装置について考える。ＩＦＭとは、ＥｌｉｔｚｕｒとＶａｉｄｍａｎが定式化した次の問題から生まれた観測方法である。問題とは、「光子が十分近くに接近すると、強い相互作用が働いて必ず光子を吸収する物体を考える。この物体が存在するか否かを、光子を吸収させることなく調べるにはどうすればよいか。」というものである。光子を吸収させたくない理由は、例えば物体が光子を吸収すると爆発するなどの事情があるためである。

【００１２】

この問題に対するＥｌｉｔｚｕｒとＶａｉｄｍａｎによる解決策は次のようなものである。（非特許文献１６、１７を参照）

図１５で示されるＭａｃｈ－Ｚｅｈｎｄｅｒ干渉計を考える。二つのビームスプリッターを境界にして、上側の経路を｜０＞、下側の経路を｜１＞と表し、二つのビームスプリッターＢ，Ｂ’の動作を次の式のように定義する。

Ｂ：$|0\rangle \rightarrow \cos\theta|0\rangle - \sin\theta|1\rangle$，$|1\rangle \rightarrow \sin\theta|0\rangle +$ｃｏ

ｓθ｜１＞，・・・式（１．３）
Ｂ’：｜０＞→ｓｉｎθ｜０＞＋ｃｏｓθ｜１＞，｜１＞→ｃｏｓθ｜０＞－ｓｉｎθ｜１＞，・・・式（１．４）
そして、干渉計内の上側の経路｜０＞を、吸収物体が存在するか否かを調べたい地点の上に設置する。

【００１３】

まず、左下側の経路｜１＞から光子を入射することを考える。干渉計内の二つの経路上に何もない場合、光子は上側の経路｜０＞から飛び出して、検出器D_0で検出される。次に、干渉計内の上側の経路｜０＞上に光子を吸収する物体が存在する場合を考える。仮定より、吸収物体は光子に十分近く接近して相互作用した場合、必ず確率１で光子を吸収する。この場合、次の三つの可能性が考えられる。

（ａ）D_0，D_1どちらの検出器も光子を検出しない：確率$P_a = \sin^2\theta$
（ｂ）　検出器D_0が光子を検出：確率$P_b = \cos^4\theta$
（ｃ）　検出器D_1が光子を検出：確率$P_c = \cos^2\theta\sin^2\theta$

まず、（ａ）の場合、物体は光子を吸収したので、ＩＦＭの条件を満たしていないと考えられる。また、（ｂ）では吸収物体が存在するのかしないのか分からない。（ｃ）の場合、物体が光子を吸収することなしに、物体を検出したことになる。ＥｌｉｔｚｕｒとＶａｉｄｍａｎはこの（ｃ）の過程をｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔと呼んだ。ここで言うｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅとは、結果的に物体は光子を吸収していないという意味である。

【００１４】

ＩＦＭの効率ζを次のように定める、

$\zeta = P_c / (P_a + P_c)$　・・・式（１．５）

P_bが式（１．５）に現れないのは、（ｂ）の場合、実験を再び行うことが出来るからである。$\theta = \pi/4$とすると、Ｂ，Ｂ’は５０－５０ビームスプリッター（透過率、反射率が１／２のビームスプリッター）となり、$P_a = 1/2$，$P_b = P_c = 1/4$，$\zeta = 1/3$が得られる。一般に、ζは次の式で与えられ、

$\zeta = z / (1 + z)$，$z = \cos^2\theta$、$0 \leqq z \leqq 1$・・・式（１．６）

図１６より$\zeta < 1/2$であることが分かる。

【００１５】

このように、ＥｌｉｔｚｕｒとＶａｉｄｍａｎの方法では効率ζは１／２を超えることはない。また、ζが１／２に近付くにつれてP_bが１に近付き、再試行回数が増加する。吸収物体が経路｜０＞上に存在する場合に、吸収物体が（ａ）または（ｃ）によって検出されるまでの平均試行回数は$N = 1/(1 - P_b) = 1/(1 - \cos^4\theta)$で与えられ、$\zeta \to 1/2$または$\theta \to 0$の極限下で$N \to \infty$となる。つまり、$\zeta$を１／２に近付けると、試行回数は無限大に発散する。

【００１６】

Ｋｗｉａｔ　ｅｔ　ａｌ．は、ζが１に、P_bが０に漸近的に近付く方法を考案した。（非特許文献１８を参照）

【００１７】

図１７で示される、Ｎ枚のビームスプリッターＢからなる干渉計を考える。ビームスプリッターＢの作用は式（１．３）で表されるものとする。左下側の経路｜１＞から光子を入射する。経路上に吸収物体が存在しない場合、ｋ番目のビームスプリッターから放出される光子の波動関数は、

$\sin k\theta |0\rangle + \cos k\theta |1\rangle$，$k = 0, 1, \cdots, N$，・・・式（１．７）

で与えられる。ここで$\theta = \pi / 2N$とすると、Ｎ番目の最後のビームスプリッターを出た光子の波動関数は｜０＞となる。よって、吸収物体が存在しない場合、左下の経路｜１＞から入射した光子は右上の経路｜０＞へと出て行く。

【００１８】

次に干渉計内の経路｜０＞上に吸収物体が存在する場合を考える。図１７のように、各ビームスプリッターから飛び出る経路｜０＞上に吸収物体が置かれていて、しかも、これらＮ個の吸収物体は全て同一のものと仮定する。まず、左下の経路｜１＞から入射した光子は、右上の経路｜０＞へ出て行くことは有り得ない。（物体が光子を吸収してしまうため。）光子が右下の経路｜１＞へと出て行った場合、光子は干渉計内の経路｜０＞を通っておらず、よってその確率は各ビー

ムスプリッターの反射率の積、Ｐ＝ｃｏｓ$^{2N}\theta$で与えられる。Ｎ→∞の極限では、

$[P=\cos^{2N}(\pi/2N)=1-(1/2)(\pi/2N)^2+\cdots]^{2N}=[1-(\pi^2/4N)+O(1/N^2)]\rightarrow 1$，・・・式（１．８）

となる。これは、Ｎを大きく取れば、Ｐを任意に１に近付けることが可能ということである。また、ＩＦＭにより吸収物体を検出する効率はＮ→∞の極限で$\zeta=P\rightarrow 1$と与えられる。

【００１９】

【非特許文献１】

C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, Teleporting an Unknown Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels', Phys. Rev. Lett. 70, 1895-1899 (1993)

【非特許文献２】

D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter and A. Zeilinger, Experimental quantum teleportation', Nature 390, 575-579 (1997)

【非特許文献３】

D. Deutsch and R. Jozsa, Rapid solution of problems by quantum computation', Proc. R. Soc. Lond. A 439, 553-558 (1992)

【非特許文献４】

D. Simon, On the power of quantum computation', SIAM J. Comput. 26, 1474-1483 (1997)

【非特許文献５】

P. W. Shor, Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer', SIAM J. Comput. 26, 1484-1509 (1997)

【非特許文献６】

L. K. Grover, Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack', Phys. Rev. Lett. 79, 325-328 (1997)

【非特許文献７】

J. S. Bell, Speakable and unspeakable in quantum mechanics' (Cambridge University Press, Cambridge, 1987)

【非特許文献８】

C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin, and W. K. Wootters, Mixed-state entanglement and quantum error correction', Phys. Rev. A 54, 3824-3851 (1996)

【非特許文献９】

R. F. Werner, Quantum states with Einstein-Podolsky-Rosen correlations admitting a hidden-variable model', Phys. Rev. A 40, 4277-4281 (1989)

【非特許文献１０】

S. Popescu, Bell's Inequalities and Density Matrices：Revealing "Hidden" Nonlocality', Phys. Rev. Lett. 74, 2619-2622 (1995)

【非特許文献１１】

D. Gottesman and I. L. Chuang, Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations', Nature 402, 390-393 (1999)

【非特許文献１２】

P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko and Y. Shih, New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs', Phys. Rev. Lett. 75, 4337-4341 (1995)

【非特許文献１３】

D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter and A. Zeilinger, Experimental quantum teleportation', Nature 390, 575-579 (1997)

【非特許文献１４】

Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble, Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic', Phys. Rev. Lett. 75, 4710-4713 (1995)

【非特許文献１５】

C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland,

Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate', Phys. Rev. Lett. 75, 4714-4717 (1995)

【非特許文献１６】

A. C. Elitzur and L. Vaidman, Quantum Mechanical Interaction-Free Measurements', Found. of Phys. 23, 987-997 (1993)

【非特許文献１７】

L. Vaidman, Are Interaction-Free Measurements Interaction Free?', LANL preprint archive quant-ph/0006077 (http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/0006077)

【非特許文献１８】

P. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, and A. Zeilinger, Interaction-Free Measurement', Phys. Rev. Lett. 74, 4763-4766 (1995).

【００２０】

【発明が解決しようとする課題】

従来、Ｂｅｌｌ状態にある二粒子の生成方法としては、非線形光学結晶に紫外線パルスを照射し、ｐａｒａｍｅｔｒｉｃ　ｄｏｗｎ－ｃｏｎｖｅｒｓｉｏｎによって対生成される、偏向自由度がＢｅｌｌ状態にある二つの光子が利用されて来た。この方法は、ｄｏｗｎ－ｃｏｎｖｅｒｓｉｏｎの起こる効率が二次の非線形感受率$\chi^{(2)}$に支配されるため、Ｂｅｌｌ光子対の生成効率が低く、実際の実験では入力する紫外線パルスの強度を大きくする必要があった。

【００２１】

また、２－ｑｕｂｉｔ量子ゲート（ｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲートなど）の実験としては、ｃａｖｉｔｙ－ＱＥＤを使ったものが提案されているが、実験技術が極めて高度で、実用化はまだ先と考えられている。２－ｑｕｂｉｔ系の一括測定であるＢｅｌｌ測定の実行も、このｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲート実現が前提とされている。

【００２２】

本発明の第一の目的は、ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔ（結果的に相互作用を伴わない測定）を利用した論理ゲートを用いて、

必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば、ほぼ確率１でＢｅｌｌ状態にある二粒子が出力される量子状態生成装置を実現することである。

【００２３】

また、本発明の第二の目的は、ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔ（結果的に相互作用を伴わない測定）を利用した論理ゲートを用いて、二粒子系の一括測定であるＢｅｌｌ測定を最大確率３／４で実行する、量子状態測定装置を実現することである。

【００２４】

また、本発明の第三の目的は、ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔ（結果的に相互作用を伴わない測定）を利用した論理ゲートを用いて、二粒子系のユニタリ変換であるｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲートを最大確率９／１６で実行する、量子状態変換装置を実現することである。

【００２５】

また、本発明の第四の目的は、以上の量子状態生成装置、量子状態測定装置、量子状態変換装置の忠実度の近似的評価方法を提供することである。

【００２６】

【課題を解決するための手段】

上記課題を解決するために、本発明によれば、二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個のｑｕｂｉｔ（量子二状態系）を表現する２－ｑｕｂｉｔ系において、量子状態生成装置に、ＩＦＭ干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率１でＢｅｌｌ状態を生成し出力する。

【００２７】

【発明の実施の形態】

〔第１の実施形態〕

ここでは、電子－陽電子対によるＢｅｌｌ状態の発生を実現する装置について説明する。

【００２８】

ＩＦＭ（ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔ）とは

、干渉計を使った実験の一種である。粒子Ｂが粒子Ａに十分近く接近すると粒子Ａは粒子Ｂを吸収する性質を持つ二つの粒子Ａ、Ｂを、空洞内のビームスプリッターで仕切られた二つの部屋に別々に投入し、一方の粒子Ｂを何回もビームスプリッターに照射して、粒子の波動関数の透過波を空洞内の二つの部屋の間で往復させる。この際、ビームスプリッターの粒子透過率を低い値に抑えておいて、一回の往復で二つの粒子Ａ，Ｂが空洞内の同じ部屋に入って粒子Ａが粒子Ｂを吸収する状態の確率振幅が小さな値となるように設定しておく。二つの粒子の接近を極めて小さい確率振幅で他数回繰り返すことで、粒子Ａが粒子Ｂを吸収する確率をゼロに近付けることができる。このようにして、粒子Ａが空洞内に投入されたか否かによって、粒子Ｂが異なる部屋に存在するように調節できる。かかる干渉計は、一方の粒子の有無に応じて他方の粒子の経路を変えており、一種の量子論理ゲートの役割を果たしている。

【００２９】

図１７に示される、Ｋｗｉａｔ　ｅｔ　ａｌ．のＩＦＭでは、吸収物体が存在するか、しないかによって、干渉計から出て来る光子が｜０＞，｜１＞の二つの経路に、Ｎ→∞での漸近的な確率１で振り分けられる。これは、吸収物体の情報が光子に書き込まれたものと解釈できる。また、Ｋｗｉａｔ　ｅｔ　ａｌ．のＩＦＭでは、Ｎ→∞の極限下では、光子の散逸（消滅）が起こらず、そのため状態の収縮も起こらない。よって、ＩＦＭの過程を通じて量子状態は破壊されず、これは、吸収物体を古典的なものでなく、量子論的なものとして取り扱ってもよいことを意味する。

【００３０】

従来の技術では、吸収物体を存在するか、しないかの、どちらかの状態しか取り得ない古典的なものと考えて来た。しかしここでは、吸収物体が、存在する状態、しない状態の二つの直交状態の重ね合わせを取り得ると考え、これを干渉計内に投入するのである。（なお、ＥｌｉｔｚｕｒとＶａｉｄｍａｎのＩＦＭで吸収物体を古典的なものから量子論的なものに置き換えることは、Ｈａｒｄｙによって考察されている。（Ｌ．Ｈａｒｄｙ，‘Ｑｕａｎｔｕｍ　Ｍｅｃｈａｎｉｃｓ，Ｌｏｃａｌ　Ｒｅａｌｉｓｔｉｃ　Ｔｈｅｏｒｉｅｓ，ａｎｄ　Ｌｏｒｅｎ

ｔｚ－Ｉｎｖａｒｉａｎｔ　Ｒｅａｌｉｓｔｉｃ　Ｔｈｅｏｒｉｅｓ’，Ｐｈｙｓ．Ｒｅｖ．Ｌｅｔｔ．６８，２９８１－２９８４（１９９２）．））

【００３１】

以上の考えから、Ｋｗｉａｔ　ｅｔ　ａｌ．のＩＦＭ干渉計は、一種の量子ゲートとして動作することが期待される。そこで、図１７の干渉計を図２の記号で表すことにする。ｘ，ｘ’は吸収物体が入って来て、出て行く経路を表すとする。ａ，ｂ，ａ’，ｂ’は光子が干渉計内に入出する経路を表していて、ａ，ａ’は図１７の左上、右上の経路、ｂ，ｂ’は左下、右下の経路を表している。（ａは左上の入口（｜０＞）、ａ’は右上の出口（｜０＞）、ｂは左下の入口（｜１＞）、ｂ’は右下の出口（｜１＞）を表す。）

【００３２】

これより簡単のため、光子を電子、吸収物体を陽電子と置き換えて議論を進めることにする。（なお、今後、電子、陽電子をそれぞれ、ｅ$^{+}$，ｅ$^{-}$と表すことがある。）電子と陽電子は十分に接近し合うと対消滅して、光子を生成する。ここでは、このような反応が確率１で起こると仮定する。これは、電子が陽電子に吸収されたと解釈できる。また、また適切なポテンシャル障壁の板を使えば、電子、陽電子用のビームスプリッター、ミラーを作成することが出来るので、図１７の干渉計を電子、陽電子用に構成できる。

【００３３】

従来の技術で説明したように、ＩＦＭではａから光子を投入することはないので、ａの経路は破線で表され、また、ゲートを表す記号上のａの入口に黒い長方形が描かれている。これより、図２の記号をＩＦＭゲートと呼ぶことにする。吸収物体、光子が投入されたら‘１’、されなかったら‘０’と表示することにすると、図２のＩＦＭゲートの動作は図３の真理値表にまとめられる。（ただし、ここでＮ→∞の極限が取られているとする。）ＩＦＭゲートは、経路ｘから吸収物体を‘０’，‘１’の重ね合わせで入射した場合も図３の真理値表に従って線形に作用する。

【００３４】

ここで、次の点に注意する。ＩＦＭゲートを単一の電子、陽電子で作るには、

図１７の空洞内の吸収物体の位置で、電子、陽電子が接近し合うように二つの粒子の速度、経路を調整しなくてはならない。ここで取り扱う電子、陽電子は量子力学的な対象であり、粒子は

【外４】

$\Delta\vec{x}, \Delta\vec{p}$

の揺らぎ（広がり）を持つ一つの波束と考えるべきである。（不確定性原理より

【外５】

$|\Delta\vec{x}||\Delta\vec{p}| \sim \hbar$

が成立する。）電子、陽電子が対消滅するためには、時刻ｔにおいて二粒子間の距離が△ｒ以下にならなくてはならないとする。（△ｒはクーロン相互作用の特徴的な到達距離とする。）今考えている反応では、

【外６】

$|\Delta\vec{x}| \ll \Delta r$

と仮定する。従って、二粒子の接近については、量子力学的な波束の広がりは考えなくて良いものとする。

【００３５】

図４に示される装置を考えることにする。（なお、図４は量子論的に動作するゲートの組み合わせを表現したものなので、量子回路と呼ぶことがある。）ただしＨは式（１．４）のＢ’に$\theta=-\pi/4$を代入したもので、経路ｙから入射した陽電子を振幅

【外７】

$1/\sqrt{2}$

の重ね合わせで二つの経路に射出させる。ＩＦＭゲートの動作は図１７、図２、図３で説明したとおりとする。

【００３６】

図４で示される量子回路の動作を見るために、次の表記法を導入する。経路ｘ上に陽電子が存在する状態を$|1\rangle_x$、存在しない状態を$|0\rangle_x$と表す。（ただし、任意のｉ，ｊ∈｛0，1｝に対して、直交関係$_X\langle i|j\rangle_X=_{i\ j}$が成立するとする。今、ここで導入した基底｛$|0\rangle_x$，$|1\rangle_x$｝は、図１５、図

１７でのビームスプリッターの上側、下側の経路を表す｛｜０＞，｜１＞｝とは異なるものなので注意を要する。）経路ｙ，ａ，ｂについても同様とする。初期状態として、経路ｙに陽電子、経路ｂに電子を入射する。図４で、状態は左から右に向かって以下のように変化する。

$|0\rangle_x |1\rangle_y |0\rangle_a |1\rangle_b$

【外８】

$$H: \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_y + |1\rangle_x |0\rangle_y)|0\rangle_a |1\rangle_b$$

$$\text{IFMゲート}: \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_y |0\rangle_a |1\rangle_b + |1\rangle_x |0\rangle_y |1\rangle_a |0\rangle_b) \cdots \text{式}(2.1)$$

【００３７】

ここで、陽電子、電子の論理的ケット・ベクトルを次のように定義する。

【外９】

$$|\bar{0}\rangle_+ = |0\rangle_x |1\rangle_y,\ |\bar{1}\rangle_+ = |1\rangle_x |0\rangle_y, \cdots \text{式}(2.2)$$

$$|\bar{0}\rangle_- = |0\rangle_a |1\rangle_b,\ |\bar{1}\rangle_- = |1\rangle_a |0\rangle_b, \cdots \text{式}(2.3)$$

【００３８】

ただし、任意のα，β∈｛＋，－｝、および、ｉ，ｊ∈｛０，１｝について、直交関係

【外１０】

$${}_\alpha\langle \bar{i} | \bar{j} \rangle_\beta = \delta_{\alpha\beta}\ \delta_{ij}$$

が成立している。すると、式（２．１）で表される変換は、

【外１１】

$$|\bar{0}\rangle_+ |\bar{0}\rangle_- \rightarrow |\Phi^+\rangle = (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_+ |\bar{0}\rangle_- + |\bar{1}_+\rangle |\bar{1}_-\rangle), \cdots \text{式}(2.4)$$

と書き換えることが出来る。これはｐｒｏｄｕｃｔ　ｓｔａｔｅからＢｅｌｌ状態を作ったことに相当する。式（２．２）、式（２．３）のように、二本の経路を使ってｑｕｂｉｔの論理ケット・ベクトル

【外１２】

$\{|\bar{0}\rangle, |\bar{1}\rangle\}$

を構成する方法は、ｄｕａｌ－ｒａｉｌ　ｒｅｐｒｅｓｅｎｔａｔｉｏｎと呼ばれている。（Ｉ．Ｌ．Ｃｈｕａｎｇ　ａｎｄ　Ｙ．Ｙａｍａｍｏｔｏ，‘Ｓｉｍｐｌｅ　ｑｕａｎｔｕｍ　ｃｏｍｐｕｔｅｒ’，Ｐｈｙｓ．Ｒｅｖ．Ａ　５２，３４８９－３４９６（１９９５）．）

【００３９】

このｑｕｂｉｔ表示方法では、二本の経路のどちらか一方にのみ必ず粒子が存在することが保証されている。そして、図１５のＢ，Ｂ’のように、二本の経路の間にビームスプリッターを置くことによって、

【外１３】

$\{|\bar{0}\rangle, |\bar{1}\rangle\}$

で張られる二次元Ｈｉｌｂｅｒｔ空間上の任意のユニタリ変換が実行できる。式（２．１）、式（２．４）では、$|\phi^{+}\rangle$が生成されたが、これに、さらに各ｑｕｂｉｔを構成する経路のペアに対してビームスプリッターを挿入することで、$|\phi^{+}\rangle$,

【外１４】

$|\Psi^{\pm}\rangle$

も構成できる。

【００４０】

図４の量子回路では、初期状態、終状態で電子、陽電子の個数は保存され、対消滅は起こっていない。その意味で、式（２．１）、式（２．４）のＢｅｌｌ状態生成はｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅな過程と言える。また、ＩＦＭゲートの正しく動作する確率はＮ→∞の極限下でＰ→１なので、式（２．４）で生成される状態$|\phi\rangle$の忠実度（ｆｉｄｅｌｉｔｙ）$F=|\langle\Phi^{+}|\phi\rangle|^{2}$はＮ→∞で漸近的に１に近付く。

【００４１】

同様の方法で、ＧＨＺ状態

【外１５】

$$(1/\sqrt{2})(|\bar{0}\bar{0}\bar{0}\rangle+|\bar{1}\bar{1}\bar{1}\rangle)$$

も生成可能である。図５は次の変換を行う量子回路を表している。

【外１６】

$$|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{0}\rangle_{-}|\bar{0}\rangle_{+}$$
$$\rightarrow(1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{0}\rangle_{-}|\bar{0}\rangle_{+}+|\bar{1}\rangle_{+}|\bar{1}\rangle_{-}|\bar{1}\rangle_{+}),\cdots \text{式}(2.5)$$

【００４２】

もし、加速器等によって電子、陽電子を発生させることが可能なら、真空容器内に図１の構造を作ることによって、図４の量子回路を実現することは可能である。電子、陽電子は図１中の丸印の地点で互いに十分近くに接近するように、速度、経路が調節されているとする。ミラー、ビームスプリッターは電子、陽電子に対して適切なポテンシャル障壁となる板状の金属材料によって作成可能である。電子、陽電子の透過率がゼロならミラー、ゼロより大きな値を取るならビームスプリッターの役割を果たす。板の厚さを変えることで透過率の調節が可能となる。

【００４３】

また、陽電子、電子の代わりに、半導体中の正孔、伝導電子を使って、図４、図１の構造を実現することも可能である。

【００４４】

〔第２の実施形態〕

ここでは、光子対によるＢｅｌｌ状態の発生を実現する装置について説明する。

【００４５】

電子－陽電子のように対消滅する粒子ではなく、光子をｑｕｂｉｔとしてＢｅｌｌ状態を作ることを考える。この場合、光子を吸収する物体として原子が必要となる。本実施例ではＲａｂｉ振動と光子に対するビームスプリッターのみを、素子として使用する実験を考える。その理由は、これら二つの素子がｃａｖｉｔｙ－ＱＥＤの実験で頻繁に用いられているからである。

【００４６】
図６に示される三準位原子を考える。原子は基底状態ｇ０、第一、第二励起状態ｅ１，　ｅ２の三準位を持ち、ｅ１とｇ０のエネルギー差を
【外１７】
$\hbar\omega 1$
、ｅ２とｇ０のエネルギー差を
【外１８】
$\hbar\omega 2$
とする。ω２＞ω１で、かつ、
【外１９】
$\hbar\omega 1, \hbar\omega 2, \hbar(\omega 2-\omega 1)$
は十分に広いエネルギー間隔を持つとする。また、ｇ０とｅ１、ｇ０とｅ２の間の遷移は許されるが、ｅ１とｅ２の間の遷移は選択則等により禁止されているとする。さらに、
【外２０】
$e1 \rightarrow g0+\hbar\omega 1$
の自然放出の寿命をτ１、
【外２１】
$e2 \rightarrow g0+\hbar\omega 2$
の自然放出の寿命をτ２として、
【外２２】
$\tau 1 \gg \tau 2$と仮定する。

【００４７】
角振動数がω１からわずかにずれた電場（レーザーパルスω＝ω１－△ω，０＜｜△ω｜≪ω１）を原子に照射すると、基底状態ｇ０と第一励起状態ｅ１の間でＲａｂｉ振動を起こす。（Ｒ．　Ｌｏｕｄｏｎ，　‘Ｔｈｅ　Ｑｕａｎｔｕｍ　Ｔｈｅｏｒｙ　ｏｆ　Ｌｉｇｈｔ’，　ｓｅｃｏｎｄ　ｅｄｉｔｉｏｎ，　（Ｏｘｆｏｒｄ　Ｕｎｉｖｅｒｓｉｔｙ　Ｐｒｅｓｓ，　Ｏｘｆｏｒｄ，　１９８３）．）

【００４８】

角振動数ω２の光子をｑｕｂｉｔと見なすと、状態ｇ０にある原子は光子ω２を吸収できるが、状態ｅ１にある原子は光子ω２を吸収できない。このことを利用してＩＦＭを行う。なお、ここでは、ｇ０の原子に光子ω２が照射されると、確率１で光子は吸収されると仮定する。

【００４９】

図７の量子回路を考える。経路ｘには状態｜ｇ０＞にある原子、経路ｂ、ｄには角振動数ω２の光子が入射されるとする。経路ｘの原子の状態を次のように見なすことにする、

$|e1\rangle = |0\rangle_x, \quad |g0\rangle = |1\rangle_x$．・・・式（３．１）

経路ｘを通る原子に対して、適当なレーザーパルスを組み合わせて照射してＲａｂｉ振動を起こすことにより、次のＨａｄａｍａｒｄ変換Ｈが実現されているとする。

【外２３】

$H: |0\rangle_x \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x + |1\rangle_x),\ |1\rangle_x \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x - |1\rangle_x)$.・・・式(3.2)

【００５０】

また、ＩＦＭゲートの動作は図３の真理値表が適用されるとする。

【００５１】

系全体の状態は、図７の左から右に向かって、次のように変化する。

$|0\rangle_x |0\rangle_a |1\rangle_b |0\rangle_c |1\rangle_d$

【外２４】

$H: \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x + |1\rangle_x)|0\rangle_a |1\rangle_b |0\rangle_c |1\rangle_d$

【００５２】

一番目のＩＦＭゲート：

【外２５】

$\rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_a |0\rangle_b + |1\rangle_x |0\rangle_a |1\rangle_b)|0\rangle_c |1\rangle_d$

【００５３】

二番目のＩＦＭゲート：

【外２６】

$$\rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_{w1} |0\rangle_b |1\rangle_c |0\rangle_{w2} + |1\rangle_x |0\rangle_{w1} |1\rangle_b |0\rangle_c |1\rangle_{w2})$$
$$= (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |\bar{1}\rangle_{w1} |\bar{1}\rangle_{w2} + |1\rangle_x |\bar{0}\rangle_{w1} |\bar{0}\rangle_{w2})$$
$$H: \rightarrow (1/2)[(|1\rangle_x + |0\rangle_x)|\bar{1}\rangle_{w1} |\bar{1}\rangle_{w2} + (|0\rangle_x - |1\rangle_x)|\bar{0}\rangle_{w1} |\bar{0}\rangle_{w2}]]$$
$$= (1/2)[|0\rangle_x (|\bar{0}\rangle_{w1} |\bar{0}\rangle_{w2} + |\bar{1}\rangle_{w1} |\bar{1}\rangle_{w2})$$
$$- |1\rangle_x (|\bar{0}\rangle_{w1} |\bar{0}\rangle_{w2} - |\bar{1}\rangle_{w1} |\bar{1}\rangle_{w2})]. \cdots 式(3.3)$$

【００５４】

【外２７】

そこで、最後に原子を$\{|0\rangle_x, |1\rangle_x\} = \{|g0\rangle, |e1\rangle\}$基底で観測して、もし$|0\rangle_x = |e1\rangle$が観測されたなら二光子は

【外２８】

$$|\Phi^+\rangle = (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_w |\bar{0}\rangle_w + |\bar{1}\rangle_w |\bar{1}\rangle_w)$$

に射影され、$|1\rangle_x = |g0\rangle$が観測された場合は

【外２９】

$$|\Phi^-\rangle = (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_w |\bar{0}\rangle_w - |\bar{1}\rangle_w \bar{1}|\rangle_w)$$

に射影される。これにより、二光子のＢｅｌｌ状態が生成された。

【００５５】

Ｃａｖｉｔｙ－ＱＥＤの技法を使って二粒子に量子相関（ｅｎｔａｎｇｌｅｍｅｎｔ）を持たせる方法がいくつか提案されている（上述した非特許文献１４、１５参照）。本実施形態の方法は、これらとは原理的に異なっている。

【００５６】

〔第３の実施形態〕

ここでは、ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔによるＢｅｌｌ測定、および、ｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲートの構成を実現する装置について説明する。

ＩＦＭゲートを使って陽電子－電子から成る２－ｑｕｂｉｔ状態

【外３０】

$$\{|\Phi^{\pm}\rangle, |\Psi^{\pm}\rangle\}$$

を識別する方法を考える。（三準位原子と光子から成るＢｅｌｌ状態も同様の方法で識別可能となる。）図８に示される量子回路に、

【外３１】

$$\{|\Phi^{\pm}\rangle, |\Psi^{\pm}\rangle\}$$

のどれか一つの状態を入射する。これまで、ＩＦＭゲートの経路ａに粒子を入射することはなかったが、ここでは経路ａに電子を入射した場合も考える。その場合の拡張された真理値表を図９に示す。（ただし、ここではビームスプリッターの枚数Ｎが無限大（Ｎ→∞）の極限を取っているとする。）経路ｘに陽電子、経路ａに電子を入射した場合、電子－陽電子対消滅が起こって光子γが発生する（ｅ＋ｅ－→γ）。図９の真理値表の四行目の記号γはこのことを表している。電子、陽電子でなく、第２の実施形態で説明した、原子、光子を入射した場合、四行目のγは原子が第二励起状態ｅ２にあることを意味する。どちらの場合でも、系に散逸が生じたことになり、量子ゲートとして動作できない状況になったことになる。

【００５７】

図８の量子回路に２－ｑｕｂｉｔ状態

【外３２】

$$\{|\bar{0}\rangle_+|\bar{0}\rangle_-, |\bar{0}\rangle_+|\bar{1}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+|\bar{0}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+|\bar{1}\rangle_-\}$$

を入力した場合の真理値表を図１０に示す。（ただし、ここで式（２．２）、（２．３）の

【外３３】

$$|\bar{0}\rangle_+ = |0\rangle_x|1\rangle_y, |\bar{1}\rangle_+ = |1\rangle_x|0\rangle_y, |\bar{0}\rangle_- = |0\rangle_a|1\rangle_b, |\bar{1}\rangle_- = |1\rangle_a|0\rangle_b$$

に注意する。図１０では、

【外３４】

$|\bar{0}\rangle_+, |\bar{0}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+\ |\bar{1}\rangle_-, |\bar{0}\rangle_{\mp}\ |\bar{1}\rangle_-, |\bar{1}_+\rangle\ |\bar{0}_-\rangle$

の順に表示されている。）

【外３５】

$\{|\Phi^{\pm}\rangle, |\Psi^{\pm}\rangle\}$

のどれか一つの状態を入射したと仮定しているので、経路ｂ’で｛｜０＞$_b$，｜１＞$_b$｝基底による観測を行うと、

【外３６】

$|\Phi^{\pm}\rangle$

では｜０＞$_b$、

【外３７】

$|\Psi^{\pm}\rangle$

では｜１＞$_b$が観測される。よって、ｂ’の観測結果で

【外３８】

$|\Phi^{\pm}\rangle$か$|\Psi^{\pm}\rangle$

かが識別出来る。

【００５８】

ここで特に、

【外３９】

$|\Psi^{\pm}\rangle$

が入射された場合を考える。各粒子が図８の量子回路を通過後、ｂ’の観測結果が｜１＞$_b$とすると、その間の状態の変化は以下のように書き下される。

【００５９】

【外４０】

$|\Psi^{\pm}\rangle = (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_{+}\ |\bar{1}\rangle_{-}\ \pm |\bar{1}\rangle_{+}\ |\bar{0}\rangle_{-})$

$= (1/\sqrt{2})(|0\rangle_{x}\ |1\rangle_{y}\ |1\rangle_{z}\ |0\rangle_{a} \pm |1\rangle_{x}\ |0\rangle_{y}\ |0\rangle_{z}\ |1\rangle_{a})$

IFMゲート: $\rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_{x}\ |1\rangle_{y}\ \pm |1\rangle_{x}\ |0\rangle_{y})\ |0\rangle_{z}\ |1\rangle_{a}$

b'の観測: $\rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_{x}\ |1\rangle_{y}\ \pm |1\rangle_{x}\ |0\rangle_{y})\ |0\rangle_{z}$

$= (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_{+}\ \pm\ |\bar{1}\rangle_{+})\ |0\rangle_{z}$ ・・・式(4.1)

【００６０】

ここでさらに、経路ｘ，　ｙの陽電子に対してビームスプリッターＨを作用させる。ビームスプリッターＨは、式（１．４）のＢ’にθ＝－π／４を代入したものとして、第１の実施形態で定義した。Ｈの作用を

【外４１】

$\{|\bar{0}\rangle, |\bar{1}\rangle\}$

基底で書き下すと、

【外４２】

H: $|\bar{0}\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle + |\bar{1}\rangle),\ |\bar{1}\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle - |\bar{1}\rangle)$,・・・式(4.2)

となる。よって、量子回路に入射された

【外４３】

$|\Psi^{\pm}\rangle$

は、最終的に次のように変換される。

【００６１】

【外４４】

$|\Psi^{+}\rangle \rightarrow |\bar{0}\rangle_{+}\ |0\rangle_{z}\ ,\ |\Psi^{-}\rangle \rightarrow |\bar{1}\rangle_{+}\ |0\rangle_{z}$ ・・・式(4.3)

【００６２】

そこで、経路ｘ，ｙに対して

【外４５】

$\{|\bar{0}\rangle_{+}, |\bar{1}\rangle_{+}\}$

を基底とする観測を行えば、

【外４６】

$|\Psi^{\pm}\rangle$

が識別出来る。

【００６３】

量子回路に

【外４７】

$|\Phi^{\pm}>$

が入射された場合、陽電子－電子の対消滅で系に散逸が起こってしまい、これ以上の量子論的操作は不可能となってしまう。そこで、ｂ’で$|0>_b$が観測された場合、古典的なコイン投げ等で$|\Phi^{+}>$か$|\Phi^{-}>$かを、ランダムに決める。

【００６４】

まとめると、$|\Psi^{+}>$，$|\Psi^{-}>$は確率１で識別可能、$|\Phi^{+}>$，$|\Phi^{-}>$は確率１／２で識別可能ということになる。量子テレポテーションでは、以下の状態に対して、

【外４８】

$\{|\Phi^{\pm}>, |\Psi^{\pm}>\}$

の四種類の基底ベクトルを識別する操作が必要となる。

【００６５】

【外４９】

$$
\begin{aligned}
&|\psi> \otimes |\Phi^{+}> \\
&= (1/2)[\,|\Phi^{+}> \otimes |\psi> + |\Phi^{-}> \otimes \sigma_z |\psi> \\
&+ |\Psi^{+}> \otimes \sigma_x |\psi> - i|\Psi^{-}> \otimes \sigma_y |\psi>] \cdots 式(4.4)
\end{aligned}
$$

【００６６】

ただし、$|\phi>$は任意の１－ｑｕｂｉｔ状態とする。上の式では、四種類のＢｅｌｌ基底ベクトルが等しい確率振幅で重ね合わされている。そこで、今まで説明してきたＩＦＭゲートを使ったＢｅｌｌ測定を行えば、量子テレポテーションが最大で３／４の確率で実行できることになる。

【００６７】

では、任意の２－ｑｕｂｉｔ状態

$|\Sigma> = c_{00}|\Phi^{+}> + c_{01}|\Phi^{-}> + c_{10}|\Psi^{+}> + c_{11}|\Psi^{-}>$，

・・・式（４．５）

ただし$c_{ij} \in C \quad \forall i, \quad j \in \{0, 1\}$,

【外５０】

$$\sum_{i,j \in \{0,1\}} |c_{ij}|^2 = 1$$

をＢｅｌｌ基底

【外５１】

$$\{|\Phi^{\pm}>, |\Psi^{\pm}>\}$$

で観測するにはどうすれば良いか考える。すでに説明した方法では、

【外５２】

$$|\Psi^{\pm}>$$

が確率１で、

【外５３】

$$|\Phi^{\pm}>$$

は確率１／２で識別できる。そこで、

【外５４】

$$\{|\Phi^{\pm}>, |\Psi^{\pm}>\}$$

の各基底ベクトルをランダムに置換して観測すれば、平均して最大３／４の確率でＢｅｌｌ基底を識別できることになる。

【００６８】

Ｂｅｌｌ基底の置換として次の例を考える。ｘ，　ｙ，　ｚ軸周りのＳＵ（２）回転演算子を次のように定義する、

$R_k(\theta) = \exp[-i(\theta/2)\sigma_k]$, $k \in \{x, y, z\}$, $0 \leqq \theta < 4\pi$・・・式（４．６）

ただし、σ_k（$k \in \{x, y, z\}$）はＰａｕｌｉ行列で、

【外５５】

$$\sigma_x=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix},\ \sigma_y=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix},\ \sigma_z=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix},\cdots\text{式}(4.7)$$

とする。また、

【外５６】

$$\mathrm{R}_k(\pi/2)=(1/\sqrt{2})(\mathrm{I}-i\sigma_k),\ R_k(\pi)=-i\sigma_k,\ \mathrm{I}=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix},\ k\in\{x,y,z\},\cdots\text{式}(4.8)$$

が成立する。このとき、

【外５７】

$$[R_x(\pi/2)\otimes R_x(\pi/2)][R_y(\pi)\otimes \mathrm{I}]\,|\Psi^+\rangle=-\Phi^-\ \rangle,\cdots\text{式}(4.9)$$

等の計算より、次の関係が得られる。

【００６９】

【外５８】

$$[R_x(\pi/2)\otimes R_x(\pi/2)][R_y(\pi)\otimes \mathrm{I}]:$$
$$|\Psi^+\rangle\to -|\Phi^-\rangle,\ |\Psi^-\rangle\to -i\,|\Psi^+\rangle,$$
$$|\Phi^+\rangle\to -|\neg\rangle,\ \Phi^-\rangle\to -i\,|\Phi^+\rangle.\cdots\text{式}(4.10)$$

【００７０】

図１１に六通りの

【外５９】

$\{|\Phi^{\pm}\rangle, |\Psi^{\pm}\rangle\}$

の置換を示す。ただし、図１１では、位相因子は省略されている。これら六通りの変換は、

【外６０】

$\{|\Phi^{\pm}\rangle\}, \{|\Psi^{\pm}\rangle\}$

という二組のベクトルの集合を、任意の組み合わせに置換している。そこで、ランダムに一つの整数ｋ∈｛１，…，６｝を取り出し、図１１のｋ番目の変換を｜Σ＞に施す。図１１の変換は全て１－ｑｕｂｉｔのユニタリ変換の組み合わせで、ビームスプリッターにより実現可能である。この後、図８のＩＦＭゲートの量子回路によりＢｅｌｌ測定を行うのである。

【００７１】

Ｇｏｔｔｅｓｍａｎと Ｃｈｕａｎｇは、４－ｑｕｂｉｔのもつれ合った状態、

$|\chi\rangle=(1/2)[(|00\rangle+|11\rangle)|00\rangle+(|01\rangle+|10\rangle)|11\rangle]$，・・・式（４．１１）

を用意して、二回のＢｅｌｌ測定（量子テレポテーション）を行えば、ｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲートが構成できることを示した。（上述した非特許文献１１参照）

そこで、ここでは、状態 $|\chi\rangle$ をＩＦＭゲートで生成する方法について議論する。

【００７２】

まず、図５の量子回路でＧＨＺ状態を構成し、これを図１２の量子回路の上側の三対の経路（三個のｑｕｂｉｔ）に入力する。次に、三つのｑｕｂｉｔそれぞれに、ビームスプリッターによりＨａｄａｍａｒｄ変換を作用させる。

【００７３】

【外６１】

$$(1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{0}\rangle_{-}|\bar{0}\rangle_{\pm}+|\bar{1}\rangle_{\pm}|\bar{1}\rangle_{-}|\bar{1}\rangle_{+})$$

$H\otimes H\otimes H$:

$$\to(1/\sqrt{2})[(|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{0}\rangle_{-}+|\bar{1}\rangle_{\pm}|\bar{1}\rangle_{-})|\bar{0}\rangle_{+}$$
$$+(|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{1}\rangle_{-}+|\bar{1}\rangle_{\pm}|\bar{0}\rangle_{-})|\bar{1}\rangle_{+}]\quad\cdots\text{式}(4.12)$$

【００７４】

ここで、四番目のｑｕｂｉｔとして

【外６２】

$|\bar{0}\rangle_{-}$

を付加し、三、四番目のｑｕｂｉｔにＩＦＭゲートを作用させる。

【外６３】

$$(1/\sqrt{2})[(|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{0}\rangle_{-}+|\bar{1}\rangle_{\pm}|\bar{1}\rangle_{-})|\bar{0}\rangle_{+}+(|\bar{0}_{+}\rangle|\bar{1}_{-}\rangle+|\bar{1}_{+}\rangle|\bar{0}_{-}\rangle)|\bar{1}_{+}\rangle]$$

$|\bar{0}\rangle_{-}$

IFM ゲート:

【外６４】

$$\rightarrow(1/\sqrt{2})[(|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{0}\rangle_{-}+|\bar{1}\rangle_{+}|\bar{1}\rangle_{-})|\bar{0}_{+}\rangle|\bar{0}_{-}\rangle$$
$$+(|\bar{0}\rangle_{+}|\bar{1}\rangle_{-}+|\bar{1}\rangle_{+}|\bar{0}\rangle_{-})|\bar{1}_{+}\rangle|\bar{1}_{-}\rangle]\cdot\cdot\cdot\text{式}(4.13)$$

【００７５】

〔第４の実施形態〕

ここでは、吸収物体の吸収率が１より小さい場合の、ＩＦＭゲートの忠実度を評価する近似式について説明する。

【００７６】

これまで議論して来たＩＦＭゲートは、ビームスプリッターと、光子－吸収物体間の相互作用の利用によって構成されている。ビームスプリッターはよく使われる実験素子であり、十分に精度の高いものが期待できる。それに対して、光子が吸収物体に接近したとき、確率１で吸収されることは期待しにくい。そこで、ここでは、光子は吸収物体に接近したとき、確率（１－η）で吸収され、確率ηで何の作用も受けずに通過すると仮定して、ＩＦＭゲートの信頼性を評価する。

【００７７】

これは、図１７の干渉計において、各ビームスプリッターから上側へ飛び出した経路｜０＞の光子が、

【外６５】

$$|0\rangle\rightarrow\sqrt{\eta}\,|0\rangle+\sqrt{1-\eta}\,|\mathrm{absorption}\rangle,\ 0<\eta<1,\cdot\cdot\cdot\text{式}(5.1)$$

という変換を受けると考えてよい。｜ａｂｓｏｒｐｔｉｏｎ＞は物体が光子を吸収した状態で、｛｜０＞，｜１＞｝と直交し、かつ規格化されているとする。（第１の実施形態の電子－陽電子対では｜ａｂｓｏｒｐｔｉｏｎ＞は光子γが発生した状態、第２の実施形態の光子－原子反応では｜ａｂｓｏｒｐｔｉｏｎ＞は原子が状態｜ｅ２＞を取った場合と考える。）

【００７８】

これより簡単のため、光子に作用する変換を｛｜０＞，｜１＞｝を基底とする行列で表現することにする。

【００７９】

【外６６】

$$|0\rangle=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix},\ |1\rangle=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix},\ \cdots 式(5.2)$$

と表すことにすると、式（１．３）のビームスプリッターＢは、

【外６７】

$$B=\begin{pmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{pmatrix},\ \theta=\pi/2N,\ \cdots 式(5.3)$$

【００８０】

また、式（５．１）の吸収過程は、

【外６８】

$$A=\begin{pmatrix}\sqrt{\eta} & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix},\ 0<\eta<1,\ \cdots 式(5.4)$$

と書き表される。式(5.1)の過程は光子の散逸(消滅)を伴うので、Aはユニタリではない。

【００８１】

｜１＞として入射した光子が、N枚のビームスプリッターを通過後｜１＞として検出される確率は、

$$P=|\langle 1|(BA)^{N-1}B|1\rangle|^2,\ \cdots 式(5.5)$$

で与えられる。式（５．３）、式（５．４）、式（５．５）を使ってＰをＮ，ηの関数として数値計算し、それらの結果を直線でつないだのが図１３である。図１３では、上から順にη＝０，０．０５，０．１，０．２の四通りの場合について、実線のグラフが描かれている。

【００８２】

ノイズ値ηの変化に対して、ＩＦＭゲートの信頼性がどのような影響を受けるか調べたい。そこで、ηを有限な値で固定して、Ｎ→∞の極限を取ったときのＰの振る舞いについて調べることにする。式（５．５）で定義されるＰをＮ→∞という極限で評価する場合、次の難しさがある。ＰのＮに対する依存性は、式（５．３）で与えられる行列Ｂの$\theta=\pi/2N$と、式（５．５）の$(BA)^{N-1}$の指数Ｎの二つから来ている。

【００８３】

$\theta=\pi/2N$については、θのべき乗で展開して高次項を無視することで対処できる。一方、（ＢＡ）$^{N-1}$の行列成分は、ＢＡの各行列成分を一つの項と見なすと、２（Ｎ－２）項の和で表される。そこで、ＢＡの各行列成分をθ^2のオーダー、つまり$1/N^2$のオーダーまで評価すれば、（ＢＡ）$^{N-1}$の各行列成分は$(1/N^2)\times N=1/N$のオーダーまで評価できることになる。

【００８４】

そこで、$0<\eta<1$を固定、$\theta=\pi/2N\rightarrow 0$として、行列成分を$\theta$の二次のオーダーまでの計算をすることにする。まず、

【外６９】

$$B=\begin{pmatrix} 1-(\theta^2/2) & \theta \\ -\theta & 1-(\theta^2/2) \end{pmatrix}+O(\theta^3),\cdots\text{式}(5.6)$$

となるので、帰納法により、

【外７０】

$$(BA)^k=\begin{pmatrix} \sqrt{\eta}^k-\theta^2[\sum_{l=1}^{k-1} l\sqrt{\eta}^l+(k/2)\sqrt{\eta}^k] & \theta\sum_{l=0}^{k-1}\sqrt{\eta}^l \\ -\theta\sum_{l=0}^{k-1}\sqrt{\eta}^{l+1} & 1-\theta^2[\sum_{l=1}^{k-1} l\sqrt{\eta}^{k-l}+(k/2)] \end{pmatrix}+O(\theta^3),\cdots\text{式}(5.7)$$

【００８５】

ただし、ｋ＝１，２，…が得られる。（ただし、

【外７１】

$$\sum_{l=1}^{0}$$

は和を取らないことを意味する。）よって、Ｎ枚のビームスプリッター通過後の経路｜１＞の光子の振幅は、

【外７２】

$$
\begin{aligned}
&<1|(BA)^{N-1}B|1> \\
&=1-\theta^2[(N/2)+\sum_{l=0}^{N-2}\sqrt{\eta}^{\,l+1}+\sum_{l=1}^{N-2}l\sqrt{\eta}^{\,N-1-l}]+O(\theta^3) \\
&=1-\theta^2[(N/2)+N\sum_{l=1}^{N-1}\sqrt{\eta}^{\,l}-\sum_{l=1}^{N-1}l\sqrt{\eta}^{\,l}]+O(\theta^3) \\
&=1-(\pi/2)^2(1/N)[(1/2)+\frac{\sqrt{\eta}(1-\sqrt{\eta}^{\,N-1})}{1-\sqrt{\eta}} \\
&-(1/N)\frac{\sqrt{\eta}[1-N\sqrt{\eta}^{\,N-1}+(N-1)\sqrt{\eta}^{\,N}]}{(1-\sqrt{\eta})^2}]+O(1/N^2), \cdots 式(5.8)
\end{aligned}
$$

【００８６】

ただし、Ｎ＝２，３，…で与えられる。ただし、上の式変形において、次の公式を使った、

【外７３】

$$\sum_{k=1}^{N}x^k=x(1-x^N)/(1-x), \quad \cdots 式(5.9)$$

$$\sum_{k=1}^{N}kx^k=x[1-(N+1)x^N+Nx^{N+1}]/(1-x)^2 \quad \cdots 式(5.10)$$

【００８７】

式（５．８）は、Ｎが十分に大きな値の場合の、＜１｜（ＢＡ）$^{N-1}$Ｂ｜１＞のＯ（１／Ｎ）オーダーまでの近似式を与えている。式（５．８）を使ってＰ＝｜＜１｜（ＢＡ）$^{N-1}$Ｂ｜１＞｜^{2}をＮ，ηのＯ（１／Ｎ）オーダーまでの関数として評価した値を、点線でつないだグラフを図１３に示す。（上から順にη＝０，０．０５，０．１，０．２の四通りの場合が点線で描かれている。）式(5.8)によるＰの近似が、Ｎの大きな極限で厳密な数値計算による結果と良く一致していることが分かる。

【００８８】

また、式（５．８）より次のことが分かる。たとえηとしてどのような値(０＜$\forall\eta$＜１）を選んで固定しても、Ｎを十分に大きく取れば、＜１｜（ＢＡ）$^{N-1}$Ｂ｜１＞を任意に１に近付けることが出来る。もっと丁寧に述べると、０＜$\forall\eta$＜１，０＜$\forall\varepsilon$＜１が与えられとすると、十分に大きなＮ$_0$が取れて、全て

のＮ＞に対して、［１－＜１｜（ＢＡ）$^{N-1}$Ｂ｜１＞］＜εが成立する。

【００８９】

これは、ビームスプリッターの枚数に制限が無ければ、式（５．１）で与えられるノイズは克服可能であることを意味する。ビームスプリッターの透過率を十分に小さくすれば（Ｎを十分に大きく、θを十分に小さくすれば)、光子が吸収物体に接近する確率が小さくなり、物体が光子を吸収し損なう確率ηの寄与が小さく抑えられるのである。Nが極端に大きくなると、ビームスプリッターの透過率Ｔ＝ｓｉｎ^2（π／２Ｎ）は非常に小さな値となる。これはＴ＝ｓｉｎ^2（π／２Ｎ）～Ｏ（１／Ｎ^2）程度の精度のビームスプリッターを要求することに相当する。光子と吸収物体との相互作用でのノイズが、ビームスプリッターの精度で補償されていると解釈できる。

【００９０】

では、ＩＦＭゲートの忠実度（ｆｉｄｅｌｉｔｙ）がある与えられた値Ｐ（０＜∀Ｐ＜１）に達するのに必要なビームスプリッターの枚数Ｎをηの関数として求めてみる。ηが0から増加するにつれて、Nが急激に増加するなら、ＩＦＭゲートは対雑音性に優れているとは言えない。

【００９１】

式（５．８）において、ηが比較的小さな値で、十分大きなNに対して

【外７４】

$$N\sqrt{\eta}^{N}\ll 1$$

が成立すると仮定する。Ｐの表式は次のように簡略化される。

【００９２】

【外７５】

$$N\sim(\pi/2)^2\,[1/(1-P)]\frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}\text{ ，・・・式(5.12)}$$

【００９３】

このとき、

【外７６】

$$N \sim (\pi / 2)^2\ [1/(1\text{-}P)]\frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}\ ,\ \cdot\cdot\cdot\ 式(5.12)$$

【００９４】

または、

【外７７】

$$\log N + \mathrm{Const.} \sim \log\frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}\ ,\ \cdot\cdot\cdot\ 式(5.13)$$

が得られる。ただし、Ｃｏｎｓｔ．＝ｌｏｇ［４（１－Ｐ）／π^2］とする。式（５．１３）は、Ｐが１に十分近く、つまり、Ｎが十分に大きいときに成立する式で、グラフは図１４で与えられる。式（５．１１）、式（５．１３）では、ηが増加するにつれてNは急激に増大してη→１のとき、Ｎ→∞と発散する。例えば，η＝１／４のときのＮは、η＝０の場合に比べて三倍に増大する。

【００９５】

以下、上記実施形態に係わる本発明の特徴を整理する。

【００９６】

特徴１．

二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個のｑｕｂｉｔを表現する２－ｑｕｂｉｔ系において、ＩＦＭ干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率１でＢｅｌｌ状態を生成して出力する量子状態生成装置。

【００９７】

特徴２．

空洞内のビームスプリッターで仕切られた二つの部屋に、粒子Ｂが粒子Ａに十分近く接近すると粒子Ａは粒子Ｂを吸収する性質を持つ二つの粒子Ａ，　Ｂを別々の部屋に投入し、一方の粒子Ｂを何回もビームスプリッターに照射して粒子の波動関数の透過波を空洞内の二つの部屋の間で往復させることを特徴とする特徴１に記載の量子ηもつれ合い生成装置。

【００９８】

特徴３．

投入された粒子の波動関数の透過波を空洞内の二つの部屋の間で往復させる際、ビームスプリッターの粒子透過率を低い値に抑えておいて、一回の往復で二つの粒子Ａ，　Ｂが空洞内の同じ部屋に入って粒子Ａが粒子Ｂを吸収する状態の確率振幅が小さな値となるように設定しておき、二つの粒子の接近を極めて小さい確率振幅で他数回繰り返すことで、粒子Ａが粒子Ｂを吸収する確率をゼロに近付けることができ、粒子Ａが空洞内に投入されたか否かによって粒子Ｂが異なる部屋に存在するように調節されていることを特徴とする、特徴２に記載の量子もつれ合い生成装置。

【００９９】

特徴４．

一方の粒子Ａを、空洞の部屋の中に存在する状態、存在しない状態の量子力学的重ね合わせで投入することにより、二粒子Ａ，　ＢがＢｅｌｌ状態になる確率が漸近的に１に近付くことを特徴とする特徴３に記載の量子もつれ合い生成装置。

【０１００】

特徴５．

空洞内に投入する粒子Ａ，　Ｂとして陽電子、電子を使用し、陽電子と電子が十分近くに接近すると対消滅して光子を生成する現象を、粒子Ａが粒子Ｂを吸収すると見なすことを特徴とする特徴４に記載の量子もつれ合い生成装置。

【０１０１】

特徴６．

空洞内に投入する粒子Ａ，　Ｂとして半導体中の正孔、伝導電子を使用し、正孔と伝導電子が十分近くに接近すると対消滅して光子を生成する現象を、粒子Ａが粒子Ｂを吸収すると見なすことを特徴とする特徴４に記載の量子もつれ合い生成装置。

【０１０２】

特徴７．

空洞内に投入する粒子Ａ，　Ｂとして光子を使用し、補助系として、基底状態

と第一励起状態、基底状態と第二励起状態の間では遷移が起こるが、第一励起状態と第二励起状態の間では遷移が起こらないような選択則が働いている、光子と相互作用をする三準位を持つ原子を用い、補助系原子の基底状態と第一励起状態の間の遷移はラビ振動に使われ、最終的にもつれ合いを持たせる二個の光子各々のエネルギーが補助系原子の基底状態と第二励起状態の間のエネルギー準位差に一致していることを特徴とする特徴４に記載の量子もつれ合い生成装置。

【０１０３】

特徴８．

原子が基底状態のときは光子を吸収できるが、第一励起状態にあると光子を吸収出来ないことを利用して、これらを粒子Ａが粒子Ｂを吸収する状態、吸収しない状態と見なすことを特徴とする特徴７に記載の量子もつれ合い生成装置。

【０１０４】

特徴９．

二つの粒子Ａ，　Ｂを投入する、ビームスプリッターで仕切られた二つの部屋を持つ特徴４に記載の空洞を量子論理ゲートと見なして、２－ｑｕｂｉｔ系の状態に対してこの量子論理ゲートを作用させて、Ｂｅｌｌ基底による一括測定であるＢｅｌｌ測定を最大確率３／４で実行することを特徴とする量子状態測定装置。

【０１０５】

特徴１０．

二つの粒子Ａ，　Ｂを投入する、ビームスプリッターで仕切られた二つの部屋を持つ特徴４に記載の空洞を量子論理ゲートと見なして、４－ｑｕｂｉｔ系の状態に対してこの量子論理ゲートを作用させて、ＧｏｔｔｅｓｍａｎとＣｈｕａｎｇの提唱した４－ｑｕｂｉｔのある特殊なもつれ合った状態を構成し、任意の２－ｑｕｂｉｔ状態と前記の４－ｑｕｂｉｔの特殊なもつれ合った状態に対して特徴９に記載のＢｅｌｌ測定を二回施すことによって、前記の任意の２－ｑｕｂｉｔ状態にｃｏｎｔｒｏｌｌｅｄ－ＮＯＴゲートを最大確率９／１６で実行することを特徴とする、量子状態変換装置。

【０１０６】

特徴１１．

粒子Ａによる粒子Ｂの吸収率ηが１未満（$0<\eta<1$）の場合、粒子Ｂのビームスプリッターに対する繰り返し照射回数Ｎが十分に大きい際の特徴４に記載の量子もつれ合い生成装置、特徴９に記載の量子測定装置、特徴１０に記載の量子状態変換装置の忠実度を近似的に求める評価方法。

【０１０７】

【発明の効果】

以上説明したように、本発明の量子状態生成装置によれば、二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個のｑｕｂｉｔ（量子二状態系）を表現する２－ｑｕｂｉｔ系において、ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔ（結果的に相互作用を伴わない測定）の手法を使って、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率１でＢｅｌｌ状態を生成し出力することができる。

【図面の簡単な説明】

【図１】

相関の無い陽電子－電子の対を入力するとＢｅｌｌ状態を生成、出力する装置の構成を示すブロック図である。

【図２】

ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔを表す量子ゲートを示す図である。

【図３】

ＩＦＭゲートの真理値表を示す図である。

【図４】

陽電子－電子対を入力すると、Ｂｅｌｌ状態を生成、出力する量子回路を示す図である。

【図５】

相関の無い陽電子二個、電子一個を入力するとＧＨＺ状態を生成、出力する量子回路を示す図である。

【図６】

ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔによって二光子Ｂｅｌｌ状態を生成するのに使われる補助系原子のエネルギー準位図である。

【図７】

三準位原子を補助系として、相関の無い二光子よりＢｅｌｌ状態を生成、出力する量子回路図である。

【図８】

ＩＦＭゲートを使ったＢｅｌｌ測定を表す量子回路図である。

【図９】

系に散逸が生じる場合も許す拡張されたＩＦＭゲートの真理値表を示す図である。

【図１０】

ＩＦＭゲートを使ったＢｅｌｌ測定を表す量子回路に、ｑｕｂｉｔ値を入力した場合の真理値表を表す図である。

【図１１】

Ｂｅｌｌ基底ベクトルの組をランダムに置換する変換の表である。

【図１２】

特殊な４－ｑｕｂｉｔのもつれ合った状態を構成するための量子回路図である。

【図１３】

ＩＦＭゲートの忠実度を示す図である。

【図１４】

ある一定の忠実度にＩＦＭゲートが達するのに必要なビームスプリッターの枚数を表した図である。

【図１５】

ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔの実験を表した図である。

【図１６】

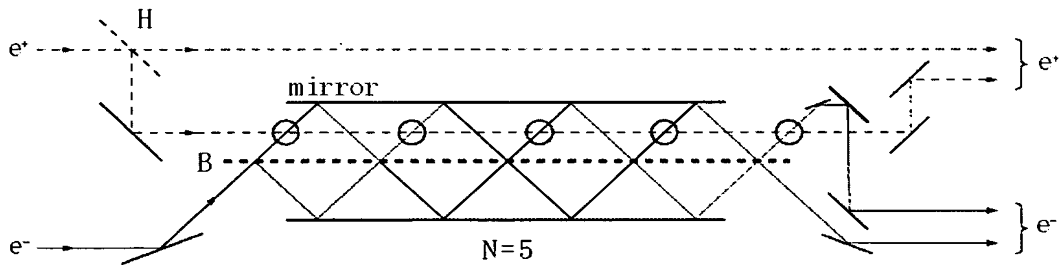
ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔの効率を表した図である。

【図１７】

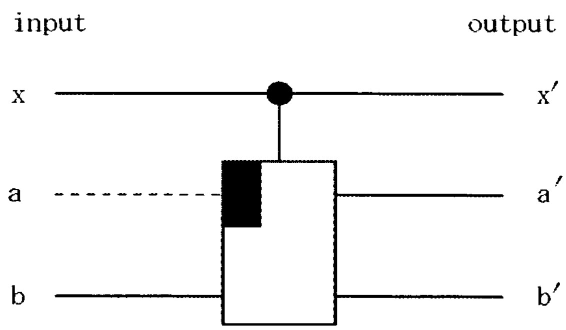
ｉｎｔｅｒａｃｔｉｏｎ－ｆｒｅｅ　ｍｅａｓｕｒｅｍｅｎｔの実験を表した図である。

【書類名】　図面

【図１】



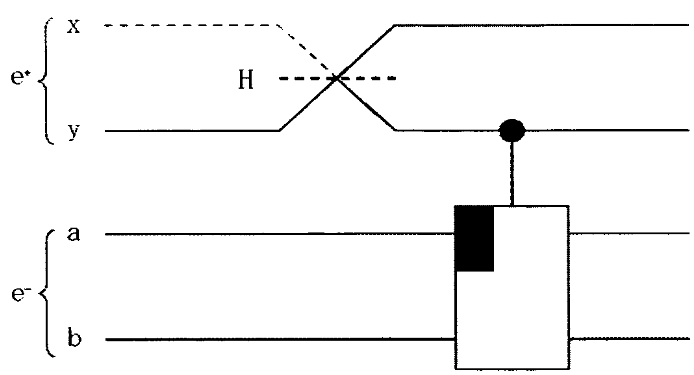
【図２】



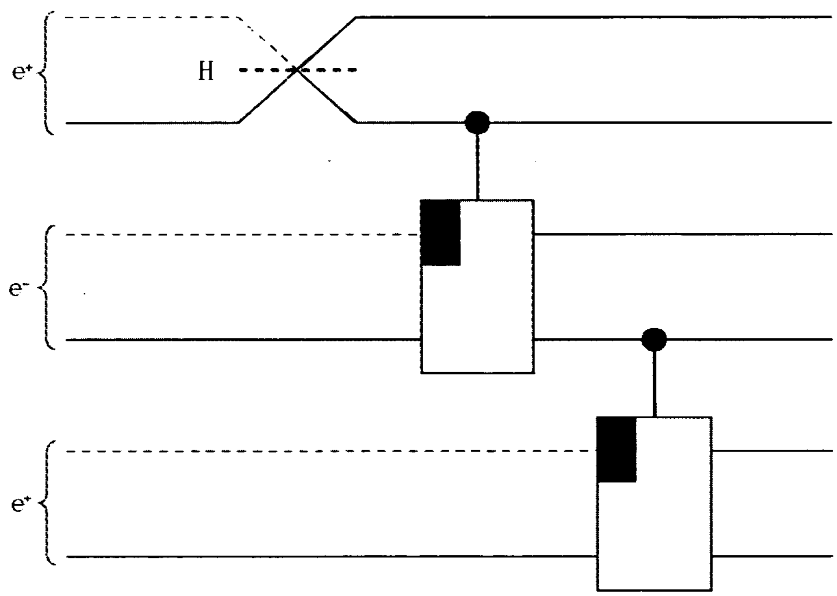
【図３】

input			output		
x	a	b	x′	a′	b′
0	0	1	0	1	0
1	0	1	1	0	1

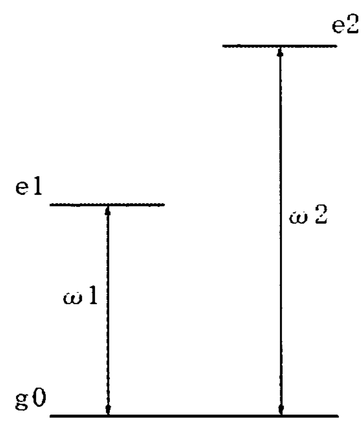
【図４】



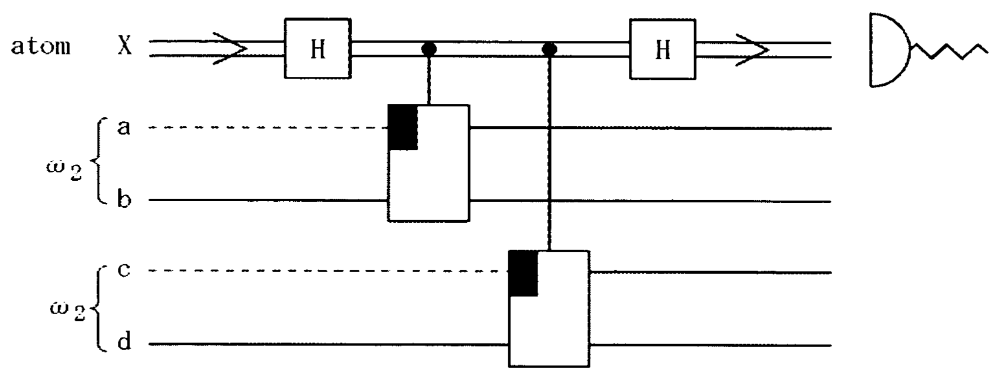
【図５】



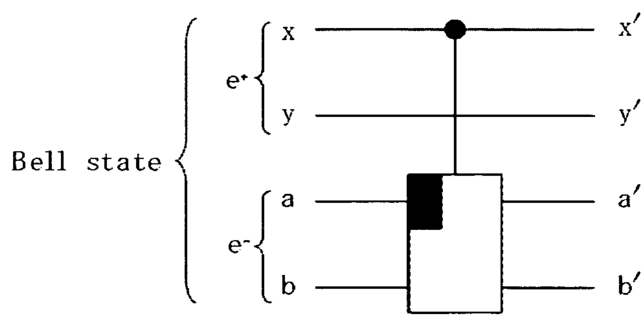
【図６】



【図７】



【図８】



【図９】

input			output		
x	a	b	x′	a′	b′
0	0	1	0	1	0
1	0	1	1	0	1
0	1	0	0	0	1
1	1	0	γ	0	0

【図１０】

	input				output			
	x	y	a	b	x′	y′	a′	b′
Φ	0	1	0	1	0	1	1	0
	1	0	1	0	γ	0	0	0
Ψ	0	1	1	0	0	1	0	1
	1	0	0	1	1	0	0	1

【図１１】

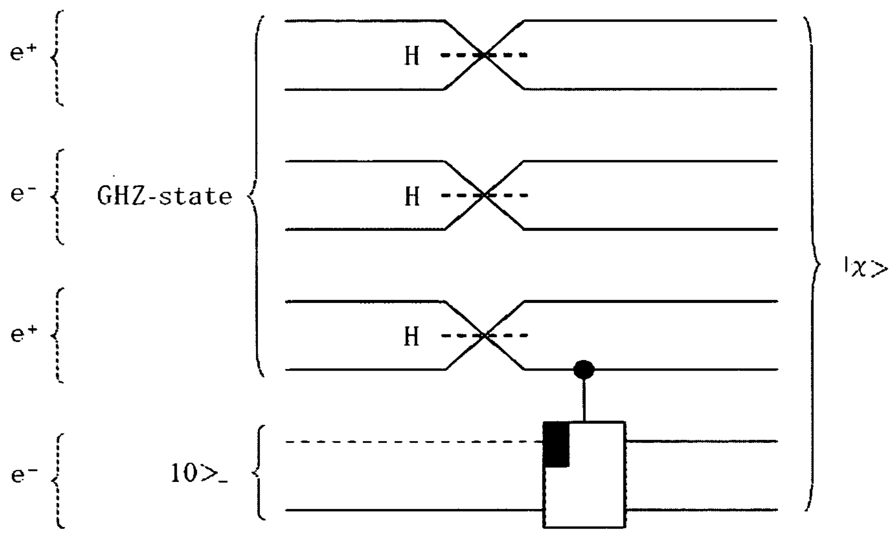
		Φ^+	Φ^-	Ψ^+	Ψ^-
1	I × I	Φ^+	Φ^-	Ψ^+	Ψ^-
2	A	Ψ^-	Ψ^+	Φ^-	Φ^+
3	B	Φ^+	Ψ^+	Φ^-	Ψ^-
4	C	Ψ^+	Φ^-	Φ^+	Ψ^-
5	BA	Ψ^-	Φ^-	Ψ^+	Φ^+
6	CA	Ψ^-	Φ^+	Φ^-	Ψ^+

$A = R_y(\pi) \times I$

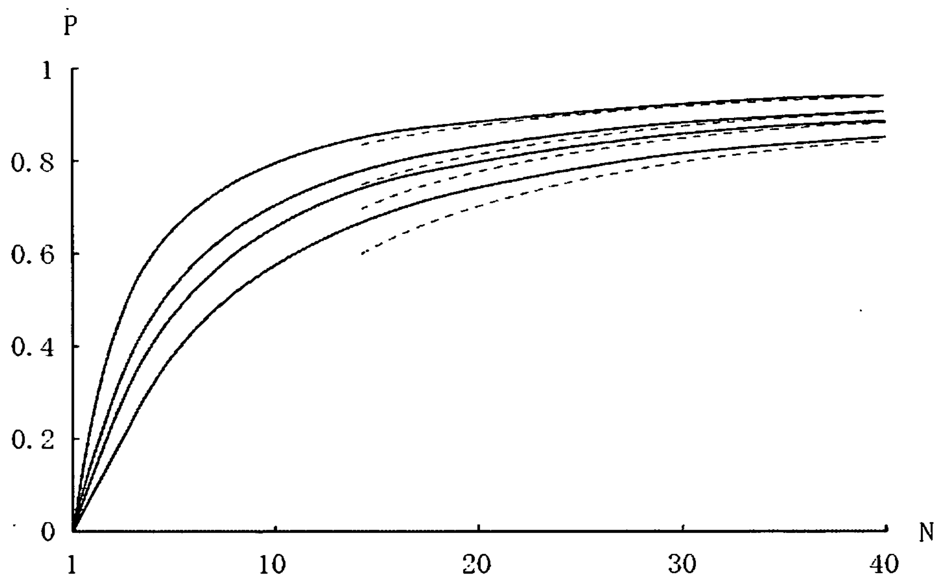
$B = R_y(\pi/2) \times Ry(\pi/2)$

$C = R_x(\pi/2) \times Rx(\pi/2)$

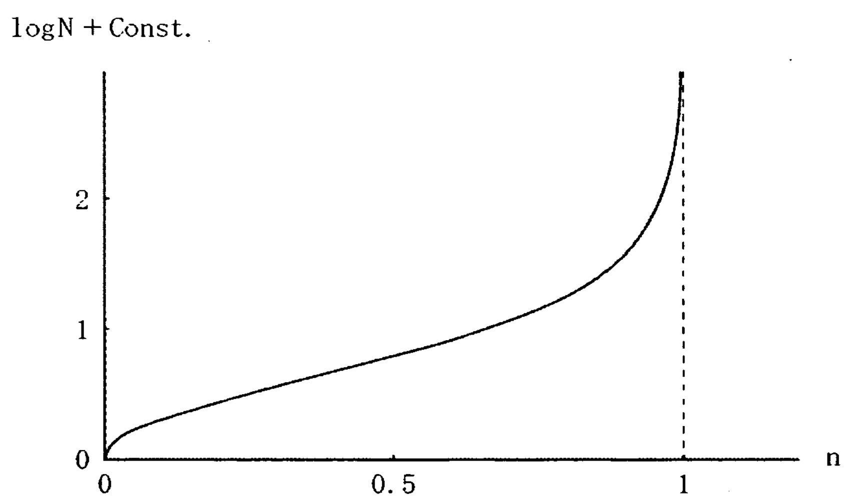
【図１２】



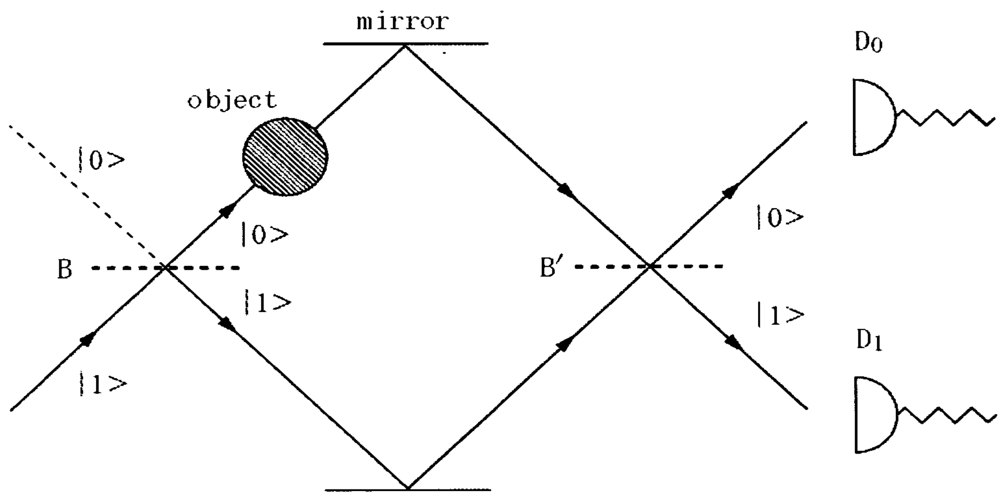
【図１３】



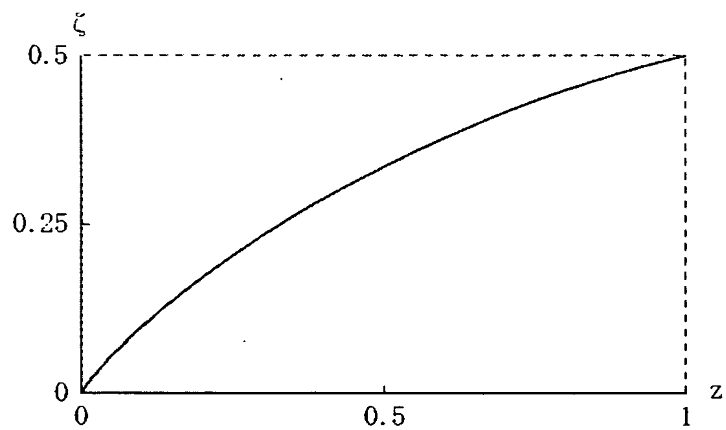
【図１４】



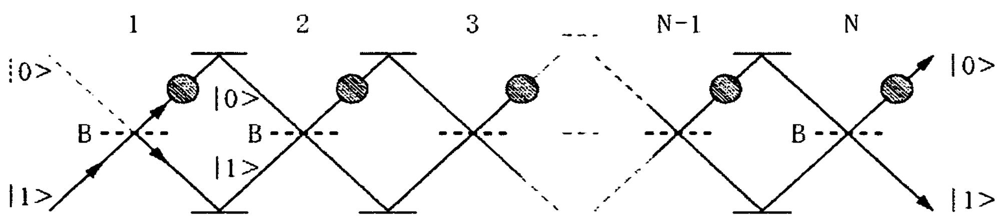
【図１５】



【図１６】



【図１７】



【書類名】　　　要約書

【要約】

【課題】　Bell状態にある二粒子を効率よく生成する。

【解決手段】　二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個のqubit(量子二状態系)を表現する2-qubit系において、量子状態生成装置に、IFM干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率１でBell状態を生成し出力する。

【選択図】　　　図４

特願２００３－０９８０８０

出　願　人　履　歴　情　報

識別番号　　　　　　　［０００００１００７］

１．変更年月日　　　１９９０年　８月３０日
　　［変更理由］　　　新規登録
　　　　住　所　　　　東京都大田区下丸子３丁目３０番２号
　　　　氏　名　　　　キヤノン株式会社